

УДК 533.6.011.5

© 1991 г.

А. В. АТТЕТКОВ, М. М. БОЙКО, Л. Н. ВЛАСОВА,
В. С. СОЛОВЬЕВ

ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ТЕЧЕНИЙ В ЗАДАЧЕ МЕТАНИЯ ДВУХ НЕСЖИМАЕМЫХ ПЛАСТИН ПРОДУКТАМИ ВЗРЫВА

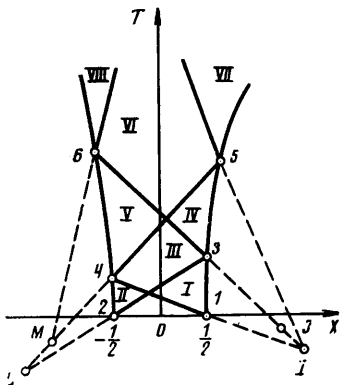
В [1, 2] рассмотрен метод получения аналитических решений уравнений одномерного (с плоскими волнами) изэнтропического движения совершенного газа, основанный на использовании уравнения огибающей семейства $(u \pm c)$ -характеристик. Изучается случай $\gamma=3$ (γ — показатель адиабаты), когда характеристические скорости $u \pm c$ для одномерных неустановившихся движений являются инвариантами Римана. Полученные решения применяются в [1, 2] для исследования газодинамических особенностей течений, возникающих при взаимодействии центрированных волн сжатия и разрежения с движущейся несжимаемой пластиной.

В данной работе предложенный в [1, 2] метод используется для построения аналитического решения задачи метания двух несжимаемых пластин продуктами взрыва конденсированного взрывчатого вещества (ВВ). Решение данной задачи классическими методами газовой динамики совершенного газа при $\gamma=3$ получено ранее в работе [3]. Однако проведенный в [3] анализ не воспроизводит всей волновой конфигурации, которая может возникать в процессе взаимодействия волн разрежения с движущимися пластинами, а ограничен изучением конфигурации течения, реализуемой при однократном отражении волн от контактной границы метаемых пластин. Последнее приводит к завышенным значениям предельных скоростей метания при относительных массах пластин, больших единицы.

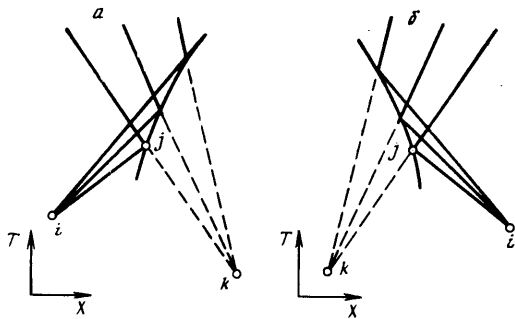
Постановка задачи. В плоскости пространственно-временных переменных X, T волновая конфигурация течения показана на фиг. 1 (линии 1–3–5 и 2–4–6 — траектории движения пластин 1 и 2 соответственно). Начало координат совмещено с серединой слоя ВВ. В момент времени $t=0$ происходит мгновенная детонация слоя ВВ и начинается движение пластин. Волна III есть результат взаимодействия простых волн разрежения I и II, волны IV–VIII — области взаимодействия падающей и отраженной волн.

Из анализа волновой конфигурации следует, что можно выделить две характерные стадии ускорения пластин, описываемые двумя различными типами решений: движение в областях простых волн — областях течения, описываемых особым (римановским) решением (I, II на фиг. 1), и движение в областях течения, описываемых общим решением одномерных изэнтропических уравнений газовой динамики (III–VIII на фиг. 1). Рассмотрим подробнее способы построения решений для каждой из перечисленных стадий движения пластин.

Анализ проводится в безразмерных переменных, используя в качестве единиц толщину l слоя ВВ, скорость детонации Чепмена — Жуге, время распространения волны детонации Чепмена — Жуге через слой ВВ толщиной l и массу слоя ВВ (на единицу площади). Соответствующие безразмерные переменные и параметры обозначим X, T, U, C, M . Нижние цифровые индексы $j=n$ ($n=1, 2, \dots$) в дальнейшем в соответствии с обозначениями фиг. 1 определяют значения величин в точках, разграничивающих участки траекторий движения пластин в различных областях те-



Фиг. 1



Фиг. 2

чения продуктов взрыва, причем индексы $j=2n-1$ относятся к параметрам движения пластины 1, индексы $j=2n$ — пластины 2.

Движение в области простой волны. Характерная особенность рассматриваемой стадии ускорения пластин — независимость параметров движения одной из них от закона движения другой. Решение задачи для изучаемого участка траектории движения пластины аналогично проведенному в [3—7], где анализировались закономерности метания несжимаемой пластины продуктами взрыва слоя ВВ, одна из границ которого граничит с вакуумом. Используя условие постоянства инвариантов Римана $J_+=U+C$ и $J_-=U-C$ для областей простых волн I и II соответственно, получаем

$$X = \pm J_+ \left\{ T - 2\sqrt{6}M \left[\left(1 + \frac{T}{\sqrt{6}M} \right)^{1/2} - 1 \right] \right\} \pm \frac{1}{2} \quad (1)$$

$$U = \pm J_+ \left[1 - \left(1 + \frac{T}{\sqrt{6}M} \right)^{-1/2} \right], \quad J_+ = -J_- = \sqrt{\frac{3}{8}}$$

$$T_j = \frac{\sqrt{6}}{9M}(1+6M), \quad X_j = \pm J_+ T_j \mp \frac{1}{2}$$

$$U_j = \pm \frac{J_+}{1+3M}, \quad C_j = J_+ \left(1 + \frac{1}{3M} \right)^{-1}$$

Здесь одновременно берутся верхние или нижние знаки. Решение с верхними знаками в (1) определяет параметры движения пластины 1, при этом $M=M^{(1)}$, решение с нижними знаками — параметры движения пластины 2 ($M=M^{(2)}$); $M^{(1)}$, $M^{(2)}$ — относительные массы пластин 1 и 2 соответственно. Значения параметров в граничных точках изучаемых областей течения I, II определяются из (1) подстановкой $j=3$ (соответственно $j=4$) для пластины 1 (соответственно 2).

Движение в области взаимодействия волн. Если падающая на несжимаемую пластину волна разрежения центрированная, то центрированной будет и отраженная волна, причем тип отраженной волны в этом случае не изменяется [1]. Поэтому волновая конфигурация течения продуктов взрыва может быть представлена в виде совокупности центрированных волн разрежения, центры которых находятся вне анализируемых областей течения.

Схематическое представление конфигураций течения, возникающих при взаимодействии центрированной волны разрежения с движущейся пластиной, показано на фиг. 2. В режиме взаимодействия, представлен-

ном на фиг. 2, а, падающую волну разрежения образует семейство $(\alpha=U+C)$ -характеристик, в режиме на фиг. 2, б — $(\beta=U-C)$ -характеристик. Здесь центр падающей на несжимаемую пластину волны разрежения обозначен координатами X_i, T_i (точка i на фиг. 2), а точка пересечения первой характеристики рассматриваемого семейства с траекторией движения пластины — координатами X_j, T_j (точка j на фиг. 2). В предположении, что центр волны разрежения и координаты точки j известны, тангенс угла наклона указанной характеристики считается известным и равным α_j или β_j (для волновой конфигурации на фиг. 2, а или б).

При сделанных предположениях закон и скорость движения пластины в изучаемой области течения определяются в виде [1]

$$X = X_i + b_j(T - T_i) \mp \frac{1}{\eta C}, \quad U = \frac{X - X_i}{T - T_i} \mp C \quad (2)$$

$$C = [a_j(T - T_j)^2 - 2\eta(T - T_j)]^{-1/2}, \quad a_j = \frac{1}{C_j^2(T_j - T_i)^2} + \frac{2\eta}{T_j - T_i}$$

$$b_j = \pm \frac{1}{\eta C_j(T_j - T_i)} + f_j, \quad f_j = \begin{cases} \alpha_j, & j = 2n \\ \beta_j, & j = 2n - 1 \end{cases}$$

Здесь, как и ранее, решение с верхними знаками определяет параметры движения пластины 1, с нижними — параметры движения пластины 2. Следует также подчеркнуть, что безразмерный параметр $\eta = 2\sqrt{6}/(9M)$ в данном случае имеет отличный от представленного в [1, 2] вид, поскольку в цитируемых работах рассматривался режим детонации Чепмена — Жуге.

Координаты центра отраженной волны разрежения (точка k на фиг. 2) для обеих конфигураций течения, согласно [1], находятся в виде

$$X_k = X_i + 2\eta b_j/a_j, \quad T_k = T_i + 2\eta a_j \quad (3)$$

Таким образом, задача определения закона и скорости движения пластины в области взаимодействия волн сводится к нахождению центров падающей и отраженной волн разрежения и координат точек пересечения граничных $(u \pm c)$ -характеристик изучаемой области течения с траекторией движения пластины. Для волновой конфигурации, представленной на фиг. 1, построение решения в каждой из изучаемых областей взаимодействия волн проводится следующим образом (ввиду симметрии задачи ниже рассматривается только движение пластины 1).

Используя решение (2), определяем параметры движения пластины 1 на участке 3—5 траектории ее движения:

$$X_i \equiv X_L = -(3M^{(2)} + 1)/2, \quad T_i \equiv T_L = -\sqrt{6}M^{(2)}$$

$$T_j \equiv T_3, \quad \alpha_j \equiv J_+, \quad a_j \equiv a_3, \quad b_j \equiv b_3, \quad \eta \equiv \eta^{(1)} = 2\sqrt{6}/(9M^{(1)})$$

$$X_5 = X_L + \alpha_5(T_5 - T_L), \quad T_5 = T_L + \frac{2\eta^{(1)}}{a_3 - [\eta^{(1)}(b_3 - \alpha_5)]^2}, \quad \alpha_5 = \frac{X_4 - X_L}{T_4 - T_L}$$

$$U_5 = \alpha_5 - C_5, \quad C_5 = [a_3(T_5 - T_L)^2 - 2\eta^{(1)}(T_5 - T_L)]^{-1/2}$$

Координаты центра отраженной волны разрежения (точка J на фиг. 1) в соответствии с (3) имеют вид

$$X_k \equiv X_J = X_L + 2\eta^{(1)}b_3/a_3, \quad T_k \equiv T_J = T_L + 2\eta^{(1)}/a_3$$

Построение решений в последующих областях течения проводится аналогичным образом. Анализ показывает, что в практически интересном диапазоне изменения относительных масс пластин можно ограничиться

рассмотрением конфигурации течения, возникающей при двукратном отражении волн разрежения от контактной границы метаемых пластин. Набор скорости пластины 1 в этом случае заканчивается в области VII, а набор скорости пластины 2 — в области VIII взаимодействия волн.

Для нахождения закона и скорости движения пластины 1 в области VII течения продуктов взрыва (на участке траектории выше точки 5), как и ранее, используется решение (2) с верхними знаками в выражениях, при этом

$$X_i \equiv X_M = \sqrt{6} M^{(1)} J_+ + 2\eta^{(2)} b_4 / a_4, \quad T_i \equiv T_M = -\sqrt{6} M^{(1)} + 2\eta^{(2)} / a_4$$

$$T_j \equiv T_5, \quad \alpha_j \equiv \alpha_5, \quad a_j \equiv a_5, \quad b_j \equiv b_5$$

На рассматриваемой стадии ускорения пластин параметры движения одной из них зависят от закона движения другой. При определении закона и скорости движения пластины в каждой из изучаемых областей взаимодействия волн эта взаимосвязь проявляется в выражениях для координат (X_i, T_i) центра падающей волны разрежения.

Предельная скорость метания. В области взаимодействия волн разрежения предельная скорость метания пластины определяется в виде

$$U_\infty = \lim_{T \rightarrow \infty} U(T) = b_j \mp \sqrt{a_j} / \eta \quad (4)$$

где знак минус берется для падающей волны, обращенной вправо (фиг. 2, а), а плюс — для падающей волны, обращенной влево (фиг. 2, б). Задача нахождения предельной скорости метания, таким образом, связана с установлением той области течения, где метаемая пластина заканчивает набор скорости. Если указанная область течения известна, то значение U_∞ определяется в соответствии с одним из выражений (4) в зависимости от изучаемого режима течения.

Используя полученное решение для волновой конфигурации, представленной на фиг. 1, находим предельную скорость метания пластины 1

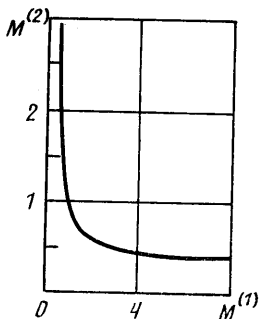
$$U_\infty^{(1)} = b_j - \frac{\sqrt{a_j}}{\eta^{(1)}}, \quad j=3 (0 \leq M^{(2)} \leq M_*^{(2)}), \quad 5 (M^{(2)} > M_*^{(2)})$$

График зависимости $M_*^{(2)}(M^{(1)})$ показан на фиг. 3. В предельном случае $M^{(2)}=0$ ($\eta^{(2)}=\infty$) выражение для $U_\infty^{(1)}$ преобразуется к виду

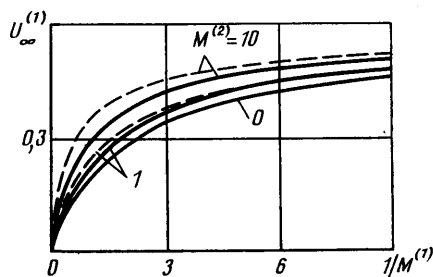
$$U_\infty^{(1)} = J_+ \frac{2(3M^{(1)}+1)^2 - 1 - 6M^{(1)} \sqrt{(3M^{(1)}+2)^2 - 2}}{1+6M^{(1)}} \quad (5)$$

Ясно, что при наличии свободной границы движение пластины 1 заканчивается в области IV течения продуктов взрыва (см. фиг. 1). При $M^{(1)}=0$ из (5) следует выражение для предельной скорости истечения продуктов детонации в вакуум: $U_\infty = J_+ = V^3 / s$.

Результаты расчетов, иллюстрирующие зависимость предельной скорости метания $U_\infty^{(1)}$ от относительных масс пластин, представлены на фиг. 4 (сплошные линии). Здесь же для сравнения показаны кривые зависимостей $U_\infty^{(1)}(M^{(1)})$ при $M^{(2)}=1$ и 10, рассчитанные в предположении, что набор скорости пластины 1 заканчивается в области IV течения продуктов взрыва (штриховые линии). Анализ показывает, что влияние второй пластины на закон и скорость движения первой проявляется в ограниченном (снизу) диапазоне изменения относительных масс пластины 2 при $M^{(2)} > 0,1$. При $M^{(2)} \leq 0,1$ значения предельной скорости метания пластины 1 практически совпадают со значениями $U_\infty^{(1)}$, вычисленными по фор-



Фиг. 3



Фиг. 4

муле (5). Укажем также, что при $M^{(1)} \geq 0,5$ ($M^{(2)} \in (1, \infty)$) предельные скорости метания пластины l отличаются от $U_{\infty}^{(1)}$, полученных в предположении однократного отражения волн разрежения от контактной границы метаемых пластин [3]. Последний вывод непосредственно следует из сравнительного анализа кривых $U_{\infty}^{(1)}(M^{(1)})$, рассчитанных при различных предположениях относительно реализуемых на стадии ускорения пластин волновых конфигураций течений.

Рассмотренный метод нахождения решений плоских одномерных изэнтропических уравнений газовой динамики позволяет строить аналитические решения в областях течения волновой конфигурации, представляющей собой совокупность центрированных волн разрежения. Относительная простота построения решений для центрированных волн разрежения связана с тем, что последние представляются функцией сложного аргумента $(X - X_i)/(T - T_i)$, являющегося сочетанием пространственно-временных переменных X, T . Возможность определения параметров течения в изучаемой области, таким образом, основана на нахождении координат X_i, T_i центра волны. Данное обстоятельство указывает на эффективность использования рассмотренного метода для решения одномерных газодинамических задач метания несжимаемых пластин продуктами взрыва.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аттетков А. В., Бойко М. М., Власова Л. Н., Соловьев В. С. Газодинамические особенности течений в задачах метания несжимаемых пластин продуктами взрыва // ПМТФ. 1988. № 6. С. 51–56.
2. Аттетков А. В., Власова Л. Н., Соловьев В. С. Газодинамические особенности взаимодействия центрированной волны сжатия с несжимаемой пластиной // Изв. АН СССР. МЖГ. 1990. № 4. С. 166–168.
3. Лялов Г. М. Направленное метание тел продуктами взрыва // ПМТФ. 1962. № 3. С. 44–52.
4. Иванов А. Г., Карпенко Г. Я. О разгоне тонких пластин продуктами взрыва при различных способах инициирования ВВ // Физика горения и взрыва, 1980. Т. 16. № 2. С. 84–89.
5. Исправление к статье А. Г. Иванова, Г. Я. Карпенко «О разгоне тонких пластин продуктами взрыва при различных способах инициирования В. В.» // Физика горения и взрыва. 1981. Т. 17. № 1. С. 156.
6. Кинеловский С. А. О метании плоского несжимаемого поршня продуктами детонации // ПМТФ. 1982. № 5. С. 120–126.
7. Соловьев В. С., Андреев С. Г., Аттетков А. В. и др. Метание и нагружение пластин продуктами взрыва при реализации недосжатых детонационных режимов // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20. № 2. С. 114–118.

Москва

Поступила в редакцию
19.IV.1990